

Comportement macroscopique des matériaux poreux à microstructure en feuillets

Luc Dormieux ^{a,*}, Eric Lemarchand ^b, Julien Sanahuja ^c

^a ENPC, institut Navier, 6 et 8, avenue Blaise-Pascal, 77455 Marne-la-Vallée, France

^b LML, CNRS UMR, 8107, boulevard Paul-Langevin, 59655 Villeneuve d'Ascq, France

^c Lafarge centre de recherche, 95, rue du Montmurier, BP 15, 38291 Saint-Quentin Fallavier cedex, France

Reçu le 19 mai 2005 ; accepté après révision le 14 mars 2006

Présenté par Pierre Suquet

Résumé

On considère une classe de matériaux poreux dont la phase solide est constituée de particules feuilletées. On étudie l'impact sur le comportement macroscopique de l'existence de forces d'interaction entre feuillets, dans l'hypothèse où les glissements feuillets sur feuillets sont libres. Les perspectives d'application concernent les argiles de la classe des smectites, pour lesquelles des forces de répulsion proviennent de l'interaction électrique entre les feuillets solides et le fluide interstitiel. **Pour citer cet article : L. Dormieux et al., C. R. Mecanique 334 (2006).**

© 2006 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Abstract

Macroscopic behavior of porous materials with lamellar microstructure. The solid phase of the porous material considered in this Note is made up of lamellar particles. The influence of interaction forces between platelets on the macroscopic behavior is addressed. The results provide a micromechanical basis to the modelling of the behavior of clays of the smectite group, for which repulsive forces arise from the electrical interaction between the solid platelets and the interstitial fluid. **To cite this article: L. Dormieux et al., C. R. Mecanique 334 (2006).**

© 2006 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Mots-clés : Milieux poreux ; Micromécanique ; Fluage ; Couplage chemo-mécanique ; Ciment ; Argile

Keywords: Porous media; Micromechanics; Creep; Chemo-mechanical coupling; Cement; Clay

Abridged English version

We consider a class of porous media in which the microstructure is a polycrystal-like assembly of lamellar particles and pores (Fig. 1). The pores between the particles are referred to as macropores. The corresponding volume fraction

* Auteur correspondant.

Adresses e-mail : dormieux@lmsc.enpc.fr (L. Dormieux), eric.lemarchand@univ-lille1.fr (E. Lemarchand), julien.sanahuja@lafarge.com (J. Sanahuja).

(macroporosity) is denoted by φ . In turn, the particles are made up of parallel platelets. The porosity inside the particle is denoted by f . The size of the macropores is large w.r.t. the width of the fluid saturated layers in between the platelets. This schematic picture of the microstructure seems a reasonable starting point for a micromechanical modelling of clays [1–3] and of calcium silicate hydrates in cement-based materials [4,5].

In Section 2, the influence of the interaction forces between platelets on the macroscopic behavior is investigated. The platelets are made up of an elastic solid and sliding of platelets inside particles is free. In clays, such repulsive forces are due to the electric interaction between the negative charges carried by the platelets and the ions in the fluid saturating the pore space in between the platelets. These electric effects can be accounted for in considering that the pressure applied by the fluid on the latter is the sum of the macropore pressure p and of a swelling overpressure π^s depending on the distance h between platelets and the ion concentration n_M in the macropores. π^s appears as a measurement of the magnitude of the repulsive forces at stake (see Appendix A). In particular, π_o^s denotes the value of the swelling pressure in the initial configuration ($h = h_o$, see (2)).

The homogenization process comprises two steps. First, it is applied to the particle itself (Section 2.1) and then to the assembly of (homogenized) particles and macropores (Section 2.2). The normal stiffness of the particles, denoted by Π and given in (9), proves to be controlled by the repulsive forces between platelets. The macroscopic constitutive law takes the form (17). In this equation, the term proportional to π_o^s represents a deviation w.r.t. Terzaghi's effective stress principle. The first order expansions of the homogenized shear modulus and the Poisson coefficient, as well as of the coefficient $g(\varphi, \Pi/\mu^s)$ with respect to Π/μ^s are given in (18). Both μ_{ac} and g prove to be decreasing functions of the porosity which tend towards 0 when $\varphi \rightarrow 1/4^-$ (see Fig. 2).

1. Introduction

On s'intéresse dans cette étude à une classe de matériaux dont la microstructure comporte des particules constituées de feuillets parallèles et un espace poreux interparticulaire (Fig. 1). La taille caractéristique des pores entre les particules est de l'ordre de celle des particules elles-mêmes. Ces derniers seront appelés 'macropores'. Il existe par ailleurs un espace poreux intraparticulaire situé entre les feuillets. On a donc affaire à un matériau à double porosité dont la morphologie s'apparente à celle d'un polycristal poreux. Cette description de principe de la microstructure semble bien appropriée pour les matériaux argileux [1–3] mais également pour les silicates de calcium hydratés (CSH) que l'on rencontre dans les pâtes de ciment [4,5]. Dans ce contexte morphologique, on s'attache à établir le lien entre les propriétés élastiques macroscopiques et les forces d'interaction entre feuillets.

On note \mathbb{I} le tenseur identité du quatrième ordre, ainsi que \mathbb{J} et \mathbb{K} les projecteurs tels que $J_{ijkl} = \delta_{ij}\delta_{kl}/3$ et $\mathbb{K} = \mathbb{I} - \mathbb{J}$. $\mathbf{1}$ désigne le tenseur identité du second ordre.

2. Comportement poroélastique en présence de forces répulsives entre feuillets

Le mécanisme de déformation des particules comporte à la fois une composante de glissement feuillets sur feuillets et la possibilité d'une variation de la distance interfoliaire au cours de laquelle travaillent les forces entre feuillets qu'on suppose ici de nature répulsive. On s'intéresse à l'impact de celles-ci sur le comportement poroélastique macroscopique du v.e.r. de la Fig. 1. Rappelons tout d'abord brièvement l'origine de ces forces, évoquées classiquement

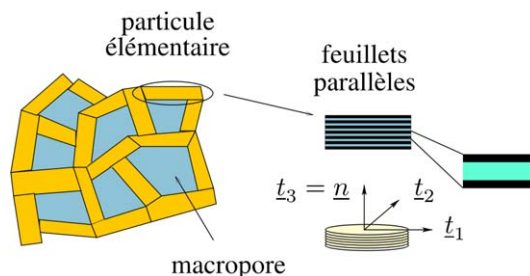


Fig. 1. Schéma de principe de la microstructure : particule élémentaire constituée de feuillets parallèles et macropores.

Fig. 1. Sketch of the model of the microstructure: an element is made up of parallel platelets and macropores.

dans le contexte des argiles saturées de la classe des smectites ainsi que dans les gels de CSH, avant de les incorporer dans la modélisation micromécanique.

Les feuillets élémentaires sont porteurs de charges électriques négatives qui interagissent avec les ions présents dans le fluide saturant l'espace poreux intraparticulaire. Les concentrations des cations et des anions n'y sont donc ni égales ni uniformes. Le défaut d'électroneutralité qui en résulte localement donne naissance à un champ électrique, qui à son tour se traduit par une interaction répulsive entre feuillets.

Plus précisément, soit p la pression du fluide interstitiel dans les macropores. Tout se passe comme si le fluide intraparticulaire en équilibre avec les macropores exerçait sur les feuillets une pression accrue, égale à $p + \pi^g$. L'intensité de la surpression de gonflement π^g dépend de la concentration n_M des ions dans les macropores¹ ainsi que de la distance h entre feuillets [6]. Pour la suite, il est donc suffisant de se donner la fonction $\pi^g(h, n_M)$. Une approche quantitative par champ moyen [7] de la surpression de gonflement est décrite succinctement en Annexe.

Une modélisation plus évoluée peut être obtenue en prenant en compte les forces de Van der Waals (théorie DLVO [7]). Dans ce cadre, la fonction $\pi^g(h, n_M)$ apparaît comme la somme de deux termes :

- la pression de répulsion électrostatique (voir Annexe A),
- les forces attractives de van der Waals (énergie d'interaction $w = -A/(12\pi h^2)$, A étant la constante de Hamaker [7]).

Dans la perspective d'application aux gels de silicates de calcium hydratés responsables de la cohésion des pâtes de ciment, il conviendrait de tenir compte d'autres effets (forces de corrélation ionique notamment [8]).

2.1. Comportement homogène équivalent d'une particule

En vue de déterminer le comportement homogénéisé de l'assemblage des particules et des macropores, une première étape consiste à caractériser le comportement homogène équivalent d'une particule élémentaire en présence d'interactions répulsives entre feuillets. On suppose que le solide constituant les feuillets est élastique isotrope (tenseur d'élasticité \mathbb{C}^s). Aucune contrainte tangentielle n'est mobilisée dans un glissement relatif des feuillets.

Pour rendre compte de l'action combinée de p et π^g , on écrit les efforts intérieurs dans le fluide interfoliaire sous la forme tensorielle² :

$$\boldsymbol{\sigma}^f = -p\mathbf{1} - \pi^g \underline{n} \otimes \underline{n} \quad (1)$$

Il convient d'explicitier la dépendance de $\pi^g(h, n_M)$ par rapport à \mathbf{E} à travers h . En se contentant d'un développement limité au premier ordre de π^g par rapport à h au voisinage de la configuration de référence où $h = h_o$, on obtient :

$$\pi^g(h, n_M) = \pi_o^g(n_M) + h_o \frac{\partial \pi^g}{\partial h} \frac{h - h_o}{h_o} \quad \text{avec} \quad \frac{h - h_o}{h_o} = \underline{n} \otimes \underline{n} : \boldsymbol{\varepsilon}^f \quad (2)$$

où $\pi_o^g(n_M)$ représente la surpression de gonflement qui prévaut dans la configuration initiale ($h = h_o$) et $\boldsymbol{\varepsilon}^f$ désigne le tenseur des déformations de l'espace interfoliaire. Formellement, l'état de contraintes dans le fluide s'écrit donc comme celui d'un matériau élastique linéaire avec précontrainte :

$$\boldsymbol{\sigma}^f = \boldsymbol{\sigma}^p + \mathbb{C}^f : \boldsymbol{\varepsilon}^f \quad (3)$$

où la précontrainte $\boldsymbol{\sigma}^p$ est donnée par :

$$\boldsymbol{\sigma}^p = -p\mathbf{1} - \pi_o^g(n_M) \underline{n} \otimes \underline{n} \quad (4)$$

et le tenseur d'élasticité \mathbb{C}^f par :

$$\mathbb{C}^f = f \Pi \underline{n} \otimes \underline{n} \otimes \underline{n} \otimes \underline{n} \quad \text{avec} \quad \Pi = -\frac{h_o}{f} \frac{\partial \pi^g}{\partial h} \quad (5)$$

¹ On peut admettre que les effets électriques sont négligeables dans ces derniers en raison de leur grande dimension.

² Il est à noter que la prise en compte d'éventuelles composantes de ce tenseur de type $\underline{l}_i \otimes \underline{l}_j$ pourrait être envisagée sans modifier la démarche ci-après.

En raison du théorème de Levin, la contrainte macroscopique Σ mobilisée sous l'action d'une déformation macroscopique E s'écrit [9] :

$$\Sigma = \mathbb{C}^{\text{par}} : E + f \sigma^P : A^f \quad \text{avec } \mathbb{C}^{\text{par}} = (1-f)\mathbb{C}^s : A^s + f\mathbb{C}^f : A^f \quad (6)$$

Dans (6), A^α désigne le tenseur de localisation de la déformation dans le domaine occupé par la phase $\alpha = s$ ou f . \mathbb{C}^{par} s'interprète comme le tenseur d'élasticité homogénéisé de la particule. Il est commode d'introduire le tenseur $B_\pi = f \underline{n} \otimes \underline{n} : A^f$. En supposant les feuilletts incompressibles, il est donné par

$$B_\pi = (1-f)\mathbf{1} + f \underline{n} \otimes \underline{n} \quad (7)$$

Avec cette notation, il vient :

$$\Sigma = \mathbb{C}^{\text{par}} : E - p\mathbf{1} - \pi_o^g(n_M) B_\pi \quad (8)$$

avec

$$\mathbb{C}^{\text{par}} = \mathbb{D} + \Pi B_\pi \otimes B_\pi \quad (9)$$

où \mathbb{D} est un tenseur d'élasticité isotrope transverse par rapport à la normale aux feuilletts dont les composantes non nulles sont les suivantes :

$$D_{1111} = 4\mu^s(1-f); \quad D_{1122} = 2\mu^s(1-f); \quad D_{1212} = \mu^s(1-f) \quad (10)$$

\mathbb{C}^{par} apparait comme la somme d'une contribution purement mécanique représentée par \mathbb{D} et attachée à l'élasticité des feuilletts, et d'une contribution purement électrique qui rend compte des interactions répulsives entre feuilletts. Comme le coefficient D_{nnt} , le module de cisaillement C_{nnt}^{par} est nul. Ceci traduit le fait qu'aucun effort tangentiel n'est mobilisé au cours d'un cisaillement de la particule. En revanche, alors que $D_{nnnn} = 0$, on note que $C_{nnnn}^{\text{par}} = \Pi > 0$. En d'autres termes, l'existence de forces répulsives intraparticulaires confère à la particule une rigidité normale. La positivité de Π résulte du fait que la suppression de gonflement est une fonction décroissante de h .

2.2. Comportement homogénéisé de l'assemblage des particules et des macropores

Le niveau microscopique de la deuxième étape d'homogénéisation n'est autre que le niveau macroscopique de la première. Le comportement des particules est désormais décrit par (9). Le domaine solide du v.e.r. de la Fig. 1 se présente comme un matériau hétérogène en raison des fluctuations de l'orientation des feuilletts, d'une particule à l'autre. On observe qu'il est possible d'écrire en tout point du v.e.r. le tenseur des contraintes microscopiques sous la forme $\sigma = \mathbb{C}(\underline{x}) : \varepsilon + \sigma_o(\underline{x})$ avec :

$$\mathbb{C}(\underline{x}) = \begin{cases} \mathbb{C}^{\text{par}}(\underline{x}) & \text{(particules)} \\ 0 & \text{(macropores)} \end{cases} \quad \sigma_o(\underline{x}) = \begin{cases} -p\mathbf{1} - \pi_o^g(n_M) B_\pi(\underline{x}) & \text{(particules)} \\ -p\mathbf{1} & \text{(macropores)} \end{cases} \quad (11)$$

La structure de l'équation d'état macroscopique résulte alors directement du théorème de Levin :

$$\Sigma = \overline{\mathbb{C}} : \overline{\mathbb{A}} : E + \overline{\sigma_o} : \overline{\mathbb{A}} \quad (12)$$

En raison de la morphologie polycristalline du v.e.r., il est naturel de faire appel au schéma autocohérent (désordre parfait) pour estimer le tenseur de localisation $\overline{\mathbb{A}}$ puis le tenseur $\mathbb{C}^{\text{hom}} = \overline{\mathbb{C}} : \overline{\mathbb{A}}$ ainsi que le tenseur de précontrainte $\overline{\sigma_o} : \overline{\mathbb{A}}$. Il vient classiquement :

$$\mathbb{C}^{\text{hom}} \approx \mathbb{C}_{ac} = \overline{\mathbb{C} : (\mathbb{I} + \mathbb{P}_{ac} : (\mathbb{C} - \mathbb{C}_{ac}))^{-1}} \quad (13)$$

\mathbb{C}_{ac} et \mathbb{P}_{ac} désignent respectivement l'estimation autocohérente de \mathbb{C}^{hom} et le tenseur de Hill associé. Notons que l'opérateur de moyenne dans (13) porte sur la totalité des phases en présence et rappelons que chaque orientation du vecteur \underline{n} (normale aux feuilletts) définit une phase. L'espace des macropores (fraction volumique φ) correspond à une phase d'élasticité nulle. Dans l'hypothèse d'une distribution isotrope des orientations de particules, il vient :

$$\mathbb{C}_{ac} = \frac{1-\varphi}{4\pi} \int_0^\pi \sin \theta \int_0^{2\pi} \mathbb{C}^{\text{par}}(\theta, \phi) : (\mathbb{I} + \mathbb{P}_{ac} : (\mathbb{C}^{\text{par}}(\theta, \phi) - \mathbb{C}_{ac}))^{-1} d\phi d\theta \quad (14)$$

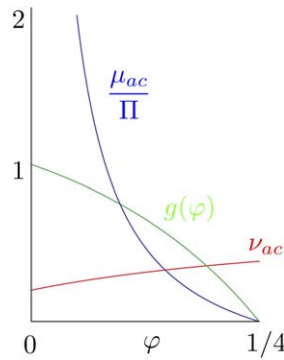


Fig. 2. Comportement homogénéisé de l'assemblage de particules feuilletées et de pores.

Fig. 2. Homogenised behaviour of the assembly of lamellar particles and pores.

où $\mathbb{C}^{\text{par}}(\theta, \phi)$ correspond au tenseur d'élasticité isotrope transverse de la particule orientée par le vecteur normal \underline{n} repéré par les angles θ et ϕ sur la sphère de rayon unité. Pour rendre compte d'une répartition spatiale isotrope des familles de particules, il est indiqué de recourir au tenseur de Hill \mathbb{P}_{ac} relatif à une inclusion sphérique placée dans le milieu isotrope dont l'élasticité est caractérisée par \mathbb{C}_{ac} :

$$\mathbb{C}_{ac} = 3k_{ac}\mathbb{J} + 2\mu_{ac}\mathbb{K} \quad (15)$$

En utilisant le fait que $\bar{\mathbb{A}} = \mathbb{I}$, on obtient par ailleurs

$$\overline{\sigma_o} : \bar{\mathbb{A}} = -p\mathbf{1} - \pi_o^g \frac{1-\varphi}{4\pi} \int_0^\pi \sin\theta \int_0^{2\pi} \mathbf{B}_\pi : (\mathbb{I} + \mathbb{P}_{ac} : (\mathbb{C}^{\text{par}}(\theta, \phi) - \mathbb{C}_{ac}))^{-1} d\phi d\theta \quad (16)$$

En vertu de l'hypothèse d'isotropie, (12) devient :

$$\Sigma = \mathbb{C}_{ac}(f, \varphi, \mu^s, \Pi) : \mathbf{E} - p\mathbf{1} - g(f, \varphi, \Pi/\mu^s) \pi_o^g(n_M)\mathbf{1} \quad (17)$$

où μ^s désigne le module de cisaillement du solide (incompressible) constituant les feuillets. On suppose pour la suite que $\Pi/\mu^s \ll 1$. Cette hypothèse est très bien adaptée au contexte du gonflement osmotique. Elle permet de se contenter d'un développement limité des constantes poroélastiques au premier ordre en Π/μ^s . Il vient :

$$\mu_{ac} = \Pi \frac{(\varphi + 2)(1 - 4\varphi)}{16(1 + \varphi)\varphi}; \quad g(\varphi) = \frac{(2 + \varphi)(1 - 4\varphi)}{(2 - 3\varphi)}; \quad \nu_{ac} = \frac{2 + 17\varphi}{5(2 + 5\varphi)} \quad (18)$$

On observe que le module de cisaillement macroscopique μ_{ac} est indépendant de l'élasticité des feuillets solides ainsi que de la porosité interfoliaire f . L'élasticité macroscopique est donc entièrement contrôlée par les interactions répulsives intraparticulaires représentées par Π . Intuitivement, ceci résulte du fait qu'en cisillant une particule parallèlement à ses feuillets, on mobilise la raideur normale des particules avoisinantes. Ceci explique aussi le fait que μ_{ac} soit une fonction décroissante de φ . Le seuil de percolation prévu par le schéma autocohérent est ici égal à $1/4$. Le terme en π_o^g dans (17) représente une déviation du comportement macroscopique par rapport au principe de Terzaghi. Celle-ci est due aux effets répulsifs intraparticulaires. Son amplitude est mesurée par le coefficient $g(\varphi)$ qui s'annule également pour $\varphi > 1/4$ (voir Fig. 2). Le coefficient de Poisson ν_{ac} achève de caractériser le comportement macroscopique. Ainsi, la démarche micromécanique permet de relier ce dernier à la physique qui se joue dans les interactions entre feuillets, à l'échelle nanoscopique.

La porosité critique au delà de laquelle le module de cisaillement s'annule renvoie à un seuil de percolation des particules. Le schéma autocohérent a le mérite de la faire apparaître. Cependant, il ne saurait prétendre être prédictif sur le plan quantitatif, de sorte que la valeur de $1/4$ obtenue pour le seuil demeure essentiellement indicative.

Annexe A. Estimation de la surpression de gonflement

On considère une solution ionique entre deux plans uniformément chargés (Fig. 3). Pour simplifier, on suppose que seuls deux types d'ions sont en présence, de valence $+z$ et $-z$.

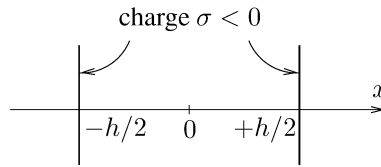


Fig. 3. Deux plans chargés et espace interfoliaire.

Fig. 3. Two charged planes, and an interfoliated space.

A l'équilibre, les densités ioniques obéissent à une distribution de Boltzmann :

$$n_-(x) = n_M e^{+\frac{ze\psi(x)}{kT}} \quad \text{et} \quad n_+(x) = n_M e^{-\frac{ze\psi(x)}{kT}} \tag{A.1}$$

où n_M désigne la densité ionique dans les macropores, e la charge élémentaire de l'électron, $\psi(x)$ la différence de potentiel électrique entre le point d'abscisse x et les macropores, k la constante de Boltzmann, T la température. La charge volumique dans l'espace interfeuillet s'écrit alors :

$$\rho(x) = zen_+(x) - zen_-(x) = -2zen_M \sinh\left(\frac{ze\psi(x)}{kT}\right) \tag{A.2}$$

L'équation de Poisson $-\Delta\psi(x) = \rho(x)/(\epsilon_0\epsilon)$, où ϵ_0 est la permittivité du vide, et ϵ la permittivité relative du milieu interfoliaire, combinée avec (A.2), donne l'équation de Poisson–Boltzmann :

$$\psi''(x) = \frac{2zen_M}{\epsilon_0\epsilon} \sinh\left(\frac{ze\psi(x)}{kT}\right) \tag{A.3}$$

On note $\psi_0 = \psi(0)$. La symétrie par rapport à $x = 0$ impose la parité de $\psi(x)$, et en particulier $\psi'(0) = 0$. L'électroneutralité de l'ensemble solution interstitielle et plans s'écrit $\int_{-h/2}^{+h/2} \rho(x) dx + 2\sigma = 0$, ce qui donne $\psi'(h/2) = \sigma/(\epsilon_0\epsilon)$. On introduit à présent :

$$L = \frac{1}{ze} \sqrt{\frac{\epsilon_0\epsilon kT}{2n_M}}, \quad \alpha = \frac{h}{2L}, \quad X = \frac{2x}{h}, \quad \psi_a(X) = \frac{ze}{kT} \psi(x), \quad \psi_a(0) = \psi_a^0, \quad \sigma_a = -\frac{zeL\sigma}{\epsilon_0\epsilon kT} \tag{A.4}$$

avec ψ_a le potentiel adimensionné et $\sigma_a > 0$ la charge surfacique adimensionnée. La condition d'électroneutralité devient $\psi'_a(1) = -\alpha\sigma_a$ si bien que l'équation de Poisson–Boltzmann et les conditions aux limites se présentent sous la forme :

$$\psi''_a(X) = \alpha^2 \sinh \psi_a(X), \quad \psi'_a(1) = -\alpha\sigma_a \quad \text{et} \quad \psi'_a(0) = 0 \tag{A.5}$$

Dans la perspective d'application aux sols argileux, on s'intéresse au cas $|\psi_a| \gg 1$ (avec $\psi_a < 0$) de sorte que $\sinh \psi_a \approx -e^{-\psi_a}/2$ [10]. L'intégration de (A.5) donne d'abord :

$$\psi_a(X) = \psi_a^0 + \ln \cos^2\left(\frac{X\alpha e^{-\psi_a^0/2}}{2}\right) \tag{A.6}$$

Puis la condition d'électroneutralité $\psi'_a(1) = -\alpha\sigma_a$ permet de relier ψ_a^0 à σ_a par $u \tan u = \alpha\sigma_a/2$ avec $u = \alpha e^{-\psi_a^0/2}/2$. Si $\alpha\sigma_a/2 \gg 1$, le développement limité $u \tan u = \pi/2/(\pi/2 - u) - 1 + \mathcal{O}(\pi/2 - u)$ donne :

$$\psi_a^0 = 2 \ln \beta \quad \text{avec} \quad \beta = \frac{\alpha + 2/\sigma_a}{\pi} \tag{A.7}$$

Remarquons que la condition $\psi_a^0 < 0$ requiert que $\beta < 1$.

La suppression de gonflement pour une distance interfoliaire h s'exprime par $\pi^s(h, n_M) = kT(n_+(0) + n_-(0) - 2n_M)$ [1]. En introduisant la distribution de Boltzmann (A.1), ceci devient :

$$\pi^s(h, n_M) = 4kTn_M \sinh^2\left(\frac{\psi_a^0}{2}\right) = \frac{kTn_M}{\beta^2} \quad \text{avec} \quad \beta = \frac{h}{2\pi L} - \frac{2\epsilon_0\epsilon kT}{\pi zeL\sigma} \tag{A.8}$$

L'énergie d'interaction w par unité de surface est définie par $\pi^s(h, n_M) = -dw(h, n_M)/dh$, d'où :

$$w(h, n_M) = \frac{2\pi LkTn_M}{\beta} \tag{A.9}$$

Références

- [1] J.K. Mitchell, *Fundamentals of Soil Behavior*, Wiley, New York, 1993.
- [2] C. Moyne, M.A. Murad, Electro-chemo-mechanical couplings in swelling clays derived by homogenization, *Internat. J. Solids Structures* 39 (2002) 6159–6190.
- [3] B. Loret, T. Hueckel, A. Gajo, Chemo-mechanical coupling in saturated porous media: elastic-plastic behaviour of homoionic expansive clays, *Internat. J. Solids Structures* 39 (2002) 2773–2806.
- [4] A. Nonat, The structure and stoichiometry of the c-s-h, *Cement Concrete Res.* 34 (2004) 1521–1528.
- [5] A. Gmira, *Etude texturale et thermodynamique d'hydrates modèles du ciment*, PhD thesis, Univ. Orléans, 2003.
- [6] L. Dormieux, E. Lemarchand, O. Coussy, Macroscopic and micromechanical approaches to the modeling of the osmotic swelling in clays, *Transport in Porous Media* 50 (1–2) (2003).
- [7] J. Israelachvili, *Intermolecular and Surface Forces*, Academic Press, San Diego, CA, 1992.
- [8] A. Delville, R.J.-M. Pellenq, J.M. Caillol, Electrostatic attraction between two charged surfaces, a NVT Monte Carlo simulation, *J. Phys. Chem. B* (101) (1997) 8584–8594.
- [9] L. Dormieux, A. Molinari, D. Kondo, Micromechanical approach to the behavior of poroelastic materials, *J. Mech. Phys. Solids* 50 (2002) 2203–2231.
- [10] R.N. Yong, B.P. Warkentin, *Soil Properties and Behavior*, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1975.